Литература

1. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Т. 2. / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 367 с.

2. Ignatyev Yu.G. Statistical systems of particles with scalar interaction in cosmology / Yu.G. Ignatyev, R.F. Miftakhov // Gravitation and Cosmology/ - 2006. - Vol. 12(3). – P. 179–185.

3. Игнатьев Ю.Г. Динамическая модель сферических возмущений во вселенной Фридмана / Ю.Г. Игнатьев, Н. Эльмахи // Известия вузов. Физика. – 2008. – № 1. – С. 67–76.

4. Ignatyev Yu.G. Cosmological Evolutions of a Completely Degenerate Fermi System with Scalar Interactions Between Particles / Yu.G. Ignatyev, R.F. Miftakhov // Gravitation and Cosmology. – 2011. – Vol. 17(2). – P. 190–193.

5. Ignatyev Yu.G. Spherically symmetric perturbation of a ultrarelativistic fluid in a homogeneous and isotropic Universe / Yu.G. Ignatyev, A.A. Popov // Physics Letters - 1996. - Vol.220.

6. Ignatyev Yu.G. Statistical Systems with Phantom Scalar Interaction in Gravitation Theory. II. Macroscopic Equations and Cosmological Models / Yu.G. Ignatyev, A.A. Agathonov, D. Yu. Ignatyev // Gravitation and Cosmology. – 2014. – Vol. 20, № 4. – P. 304–308.

STATISTICAL SYSTEMS OF PARTICLES WITH SCALAR INTERACTION IN A SPHERICALLY SYMMETRIC SPACETIME

R.F. Miftakhov

In this article we we obtained self-consistent system of equations for a spherically symmetric statistical system. When matter is scanned by charged Fermi particles and a scalar field. Present and investigate the dynamic model of a spherical spacetime.

Keywords: scalar fields, Einsteins equation, computer modelling.

УДК 531-4+530.12

К ВОПРОСУ О МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССЫ ПО ТРАЕКТОРИЯМ ПРОБНЫХ ТЕЛ

Ю.А. Портнов[1]

1 *portnovyura@yandex.ru*; Московский государственный автомобильно-дорожный университет (МАДИ)

В статье на базе идей групп вращения разрабатывается модель взаимодействия гравитационных полей и пробных не точечных тел, положения которых в пространстве определяется координатами центра масс и углами Эйлера. Таким образом, в полученной модели пробное тело обладает как поступательными так и вращательными степенями свободы. Развивая данный подход, показано, что в Ньютоновом приближении для сферического пространства сила притяжения к гравитирующему центру пробного тела будет зависеть от собственной угловой скорости вращения этого пробного тела. Показано, что это обстоятельство не позволяет достаточно точно определять массу гравитационного центра по траектории движения пробного тела, не зная его угловой скорости вращения.

Ключевые слова: опредление массы тел, семимерное пространство-время, модифицированная теория гравитации, вращение тел.

1. Введение

В настоящее время по проблеме определения масс гравитирующих тел накопился большой методический и теоретический материал [1]-[4]. Он охватывает широкий круг вопросов и включает в себя методы, основанные на зависимости массы тела создающего гравитационное поле, от траектории пробных тел двигающихся в этом поле, а также зависимости массы звезды от ее светимости, зависимости массы от величины гравитационного красного смещения спектральных линий в поле тяготения, оценки общей массы звездного скопления по радиусу скопления и среднеквадратичного отклонения лучевой скорости отдельных звёзд от среднего значения и т.д. Выше указанные методы так или иначе базируются на уравнениях теории гравитации, в которой не смотря на хорошую корреляцию с наблюдениями, существует серьезное ограничение.

Развитие теории гравитации (общей теории относительности) в ее классическом виде шло по пути описания взаимодействия материальной точки с внешним гравитационным полем. Ограничение при такой постановке вопроса заключается в том, что материальная точка не может совершать собственного вращательного движения, следовательно, в классической теории гравитации нет возможности описания взаимодействия вращающегося тела с внешним гравитационным полем. В виду этого ограничения неоднократно предпринимались попытки построения моделей, расширяющих теорию гравитации на случай описания ориентируемых объектов. Такие модели описаны в работах [5]-[13], основная идея которых заключается в ведении функций, зависящих не только от координат центра масс, но также от некоторых дополнительных переменных, описывающих ориентацию тела в пространстве. Данная идея была реализована двумя методами: 1) ориентация в трехмерном евклидовом пространстве задается элементом группы вращений, в результате чего получаются три угла Эйлера, отвечающие трем поворотам; 2) ориентация в пространстве Минковского задается элементом группы Лоренца, в результате чего имеем шесть параметров, отвечающих трем обычным и трем гиперболическим поворотам. Ориентируемый объект в обоих этих подходах описывается элементом группы движений и парой трансляций и поворотов.

В статье, продолжая работы [14]–[17], строится модель гравитации в которой поступательное и вращательное движение описываются едиными уравнениями базирующимися на идеях групп вращений. И в рамках построенной модели получены малые поправки к определению массы тела создающего гравитационное поле, оцененной по траекториям пробных тел.

2. Получение метрики не искривленного пространства-времени

Для определения положения твердого тела в пространстве возьмем три координаты центра масс и три угла Эйлера. Если связать с телом штрихованную систему координат, которая покоиться относительно данного тела, и нештрихованную систему координат которая, неподвижна относительно далеких звезд, то углом собственного вращения φ будем считать угол между плоскостью XoY и осью oX'. Углом прецессии ψ - угол между осью oX и плоскостью $Y'oX'$. Углом нутации θ - угол между направлениями осей oZ и oZ'.

Находя проекции угловых скоростей $\dot{\varphi}$, $\dot{\psi}$, $\dot{\theta}$ на оси штрихованной системы координат, и объединяя их, получаем уравнения:

$$\omega_{X'} = \dot{\psi}\sin\theta\sin\varphi + \dot{\theta}\cos\varphi,$$
$$\omega_{Y'} = \dot{\psi}\sin\theta\cos\varphi - \dot{\theta}\sin\varphi,$$
$$\omega_{Z'} = \dot{\psi}\cos\theta + \dot{\varphi}.$$

Для написания уравнений движения будем исходить из принципа наименьшего действия, в результате чего получим пространственно-временной интервал вида:

$$d\Sigma = \left(c - \frac{V^2}{2c} - \frac{1}{2mc} I_{ab}\omega^a\omega^b\right) dt,$$

где a, b пробегают значения от 4 до 6, I_{ab} - тензор инерции. Квадрат пространственно-временного интервала с учетом равенств $dr = V dt$, $d\zeta^a = \omega^a dt$ имеет вид:

$$d\Sigma^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - \frac{I_{ab}}{m} d\zeta^a d\zeta^b.$$

Напишем произведения элементарных поворотов и момента инерции, в случае шарообразного пробного тела с моментом инерции J:

$$I_{ab} d\zeta^a d\zeta^b = J d\varphi^2 + J d\psi^2 + J d\theta^2 + 2J d\varphi d\psi \cos\theta.$$

Традиционно в неинерциальной системе отсчета квадрат интервала является квадратичной формой общего вида от дифференциалов координат:

$$d\Sigma^2 = G_{AB} dx^A dx^B. \tag{1}$$

Здесь заглавные латинские символы пробегают значения от 0 до 6, а семимерная система координат имеет вид:

$$x^0 = ct, \quad x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z,$$
$$x^4 = r^4\varphi, \quad x^5 = r^5\psi, \quad x^6 = r^6\theta$$

является при пользовании неинерциальными системами отсчета – криволинейной, а величины метрического тензора G_{AB} определяют все свойства геометрии в каждой точке семимерного пространства, а r^4, r^5, r^6 - координатные коэффициенты.

Сравнивая полученный пространственно-временной интервал с квадратичной формой (1) находим ненулевые компоненты метрического тензора:

$$G_{11} = G_{22} = G_{33} = G_{44} = G_{55} = G_{66} = -G_{00} = -1,$$
$$G_{45} = G_{54} = -\cos\theta, \tag{2}$$

а координатные коэффициенты:

$$r_4 = r_5 = r_6 = \sqrt{\frac{J}{m}}. \tag{3}$$

Уравнения движения, из принципа наименьшего действия, могут быть записаны через символы Кристофеля:

$$\frac{\partial^2 x^A}{\partial t_0^2} + \Gamma^A_{BC} u^B u^C = 0, \tag{4}$$

где A, B, C пробегают значения от 0 до 6, а обобщенные скорости равны $u^B = \dot{x}^B$.

3. Нахождение уравнений поля

Запишем уравнения, которым подчиняются гравитационные поля в наиболее общем виде:

$$R_{AB} = \jmath\,(T_{AB} - \alpha G_{AB} T) + \Lambda_{AB}, \tag{5}$$

где α - константа, которая будет найдена в процессе работы, R_{AB} - тензор Риччи, T_{AB} - тензор энергии-импульса, Λ_{AB} - тензор нулевой кривизны. Необходимость включения в уравнения поля тензора нулевой кривизны заключается в том, что в пустом пространстве-времени $T_{AB} = 0$ для метрики (2) тензор Риччи $\overset{0}{R}_{AB}$ имеет несколько ненулевых компонент, которым будет равен тензор нулевой кривизны $\Lambda_{AB} = \overset{0}{R}_{AB}$.

Для нахождения компонент метрики в постньютоновском приближении используем метод разложения по степеням скорости, где цифра над тензором будет означать порядок разложения по степеням скорости. Так, компонентами нулевого порядка разложения тензора метрики пространства-времени $\overset{0}{G}_{AB}$, будем считать (2).

Разложения по степеням скорости символов Кристоффеля, принимают вид:

$$\overset{2}{\Gamma}{}^{a}{}_{00} = -\frac{\overset{0}{G}{}^{ab}}{2}\frac{\partial \overset{0}{G}_{00}}{\partial x^{b}}, \tag{6}$$

$$\overset{3}{\Gamma}{}^{a}{}_{0b} = -\frac{1}{2}\,\overset{0}{G}{}^{am}\left(\frac{\partial \overset{3}{G}_{b0}}{\partial x^{m}} - \frac{\partial \overset{3}{G}_{m0}}{\partial x^{b}}\right) - \frac{\alpha}{2(1-\alpha)}\Delta^{a}_{b}\frac{\partial \overset{2}{G}_{00}}{\partial t}, \tag{7}$$

$$\begin{aligned}\overset{2}{\Gamma}{}^{a}{}_{bc} = {}& -\frac{\alpha}{1-\alpha}\,\overset{0}{G}{}^{am}\overset{2}{G}_{00}\left(\frac{\partial \overset{0}{G}_{mb}}{\partial x^{c}} + \frac{\partial \overset{0}{G}_{mc}}{\partial x^{b}} - \frac{\partial \overset{0}{G}_{bc}}{\partial x^{m}}\right) - \\ & -\frac{\alpha}{2(1-\alpha)}\left(\Delta^{a}_{b}\frac{\partial \overset{2}{G}_{00}}{\partial x^{c}} + \Delta^{a}_{c}\frac{\partial \overset{2}{G}_{00}}{\partial x^{b}} - \overset{0}{G}{}^{am}\overset{0}{G}_{bc}\,\frac{\partial \overset{2}{G}_{00}}{\partial x^{m}}\right),\end{aligned} \tag{8}$$

$$\overset{3}{\Gamma}{}^{0}{}_{00} = -\frac{1}{2}\frac{\partial \overset{2}{G}_{00}}{\partial t}, \tag{9}$$

$$\overset{2}{\Gamma}{}^{0}{}_{0a} = -\frac{1}{2}\frac{\partial \overset{2}{G}_{00}}{\partial x^{a}}. \tag{10}$$

Разложение по степеням скорости системы уравнений поля (5) с упрощением:

$$\frac{1}{2}\nabla^{2}\,\overset{2}{G}_{00} = \jmath(1-\alpha)\;\overset{0}{T}{}^{00}, \tag{11}$$

$$\frac{1}{2}\nabla^{2}\,\overset{3}{G}_{a0} = \jmath\;\overset{0}{G}_{ab}\overset{1}{T}{}^{0b}, \tag{12}$$

$$\frac{1}{2}\nabla^{2}\,\overset{2}{G}_{ab} = -\jmath\alpha\;\overset{0}{G}_{ab}\overset{0}{T}{}^{00}, \tag{13}$$

$$\Lambda_{AB} - \Lambda_{AB} = 0. \tag{14}$$

Решение уравнения (11), при условии, что метрика $\overset{2}{G}_{00}$ зависит только от радиальной составляющей x^1 и не зависит от вращательных координат, будет:

$$\overset{2}{G}_{00} = -\frac{\jmath(1-\alpha)}{2\pi}\int \frac{\overset{0}{T}{}^{00}\,(x)}{|x^1 - x|}\,d^3x. \tag{15}$$

Решением уравнения (13) будет:

$$\overset{2}{G}_{ab} = -\frac{\alpha}{1-\alpha}\,\overset{0}{G}_{ab}\overset{2}{G}_{00}\,. \tag{16}$$

Решение уравнения (12), при условии зависимости метрики $\overset{3}{G}_{a0}$ только от радиальной составляющей x^1, будет:

$$\overset{3}{G}_{a0} = -\,\overset{0}{G}_{ab}\,\frac{\jmath}{2\pi}\int \frac{\overset{1}{T}{}^{b0}\,(x)}{|x^1 - x|}\,d^3x. \tag{17}$$

Для определения гравитационной постоянной $\jmath$, фигурирующей в уравнениях (5), рассмотрим гравитационное поле массивного неподвижного тела массой M. Для этого в уравнение (15) подставляем нулевую компоненту тензора энергии-импульса $\overset{0}{T}{}^{00} = \varepsilon c^2$, что позволяет получить нулевую компоненту тензора метрики:

$$\overset{2}{G}_{00} = -\jmath\frac{c^2(1-\alpha)}{2\pi x^1}M.$$

Используя уравнение движения (4), выражения символов Кристоффеля (6)-(10) и полученную метрику получим уравнение движения вдоль радиальной координаты:

$$a^1 = -\jmath\frac{c^4(1-\alpha)M}{4\pi}\left(\frac{1}{x^1}\right)^2. \tag{18}$$

С другой стороны из теории гравитации Ньютона можно получить радиальное ускорение:

$$a^1 = -\frac{kM}{(x^1)^2}, \tag{19}$$

где k – гравитационная постоянная Ньютона. Приравнивая (18) с (19), находим гравитационную постоянную для семимерного пространства-времени:

$$\jmath = \frac{4\pi k}{c^4(1-\alpha)}. \tag{20}$$

Для нахождения константы α рассмотрим следствие эксперимента по измерению чрезвычайно слабых эффектов геодезической прецессии гироскопов на орбите вокруг Земли, полученных со спутника Gravity Probe B [18]. При движении по геодезической проекция вектора угловой скорости вращения ω_a^4 будет определяться символами Кристоффеля и угловой скоростью вращения. Используя постньютоновское приближение вплоть до третьей степени малости получаем:

$$\frac{d\omega_a^4}{dt_0} \approx \left(c\,\overset{3}{\Gamma}{}^b{}_{a0} - u^b\,\overset{2}{\Gamma}{}^0{}_{a0} + u^c\,\overset{2}{\Gamma}{}^b{}_{ac}\right)\omega_b^4,$$

где $a, b, c = 1,2,3$. Используя компоненты связности (13)-(16) получим, что в векторном виде уравнения движения равны:

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt_0} = \vec{\Omega} \times \vec{\omega}, \tag{21}$$

где $\vec{\Omega} = (\vec{\nabla} \times \vec{\zeta})c/2 - (\vec{u} \times \vec{\nabla}\phi)(1+\alpha)/(2-2\alpha)$, $\zeta^b = -\overset{0}{G}{}^{ab}\overset{3}{G}_{a0}$, $\phi = -\overset{2}{G}_{00}/2$.

Уравнение (21) показывает, что вектор $\vec{\omega}$, оставаясь неизменным по величине, обладает угловой скоростью прецессии Ω вокруг направления вектора $\vec{\Omega}$. Распишем составляющие угловой скорости $\vec{\Omega} = \vec{\Omega}' + \vec{\Omega}''$ как сумму независимых угловых скоростей геодезической прецессии $\vec{\Omega}'$ и прецессии эффекта Лензе-Тирринга $\vec{\Omega}''$:

$$\vec{\Omega}' = -\frac{(1+\alpha)}{2(1-\alpha)}(\vec{u} \times \vec{\nabla}\phi), \tag{22}$$

$$\vec{\Omega}'' = \frac{c}{2}(\vec{\nabla} \times \vec{\zeta}). \tag{23}$$

С другой стороны, согласно данным эксперимента Gravity Probe B экспериментальные угловые скорости геодезической прецессии и угловая скорость взаимодействия между спином гироскопа и спином Земли соответствуют предсказанным эффектам в классической теории гравитации Ω_ψ, Ω_θ с точностями 0,25% и 5% [18]:

$$\Omega_\psi = \frac{3}{2}|\vec{u} \times \vec{\nabla}\phi|, \tag{24}$$

$$\Omega_\theta = \frac{c}{2}|\vec{\nabla} \times \vec{\zeta}|. \tag{25}$$

Сопоставляя (22) и (24) находим, что соответствие между экспериментом и теорией получается только в одном случае при значении константы:

$$\alpha = \frac{1}{2}. \tag{26}$$

Таким образом, используя данные эксперимента Gravity Probe B по вращению гироскопов, определяется константа α, фигурирующая в уравнениях поля. Это позволяет однозначно определить вид уравнений поля.

4. Уравнения движения пробных тел

Используя (2), (15)-(17) рассмотрим метрику неподвижного тела массой M в сферическом пространстве для пробного шарообразного тела:

$$G_{00} = 1 - \tfrac{2kM}{c^2x^1}, \quad G_{11} = -\left(1 + \tfrac{2kM}{c^2x^1}\right),$$

$$G_{22} = -(x^1)^2\left(1 + \tfrac{2kM}{c^2x^1}\right), \quad G_{33} = -(x^1\sin(x^2))^2\left(1 + \tfrac{2kM}{c^2x^1}\right), \tag{27}$$

$$G_{44} = G_{55} = G_{66} = -\left(1 + \tfrac{2kM}{c^2x^1}\right), \quad G_{45} = G_{54} = -\cos\theta\left(1 + \tfrac{2kM}{c^2x^1}\right),$$

с координатными коэффициентами (3).

Запишем уравнения движения (4) пробного сферически симметричного вращающегося вокруг своей оси тела $\omega_\varphi \neq 0$, двигающегося по орбите с орбитальной угловой скоростью $\Omega_\phi \neq 0$ и радиусом $x^1 = r = const$ в экваториальной плоскости $x^2 = 0$ вокруг центрально симметричного тела массой M:

$$\frac{kM}{r^2}\left(1 + \frac{J}{m}\frac{\omega_\varphi^2}{c^2}\right) - r\Omega_\phi = 0. \tag{28}$$

Из уравнения (28) видно, что устойчивая орбита для пробного вращающего тела будет иной чем для не вращающейся точки, получаемой в стандартной теории гравитации:

$$\frac{k\tilde{M}}{r^2} - r\Omega_\phi = 0, \tag{29}$$

а, следовательно, и масса, оцененная по уравнениям стандартной теории гравитации (29) и модели, основанной на группах вращения (28), будет разная.

5. Выводы

Таким образом, в методе измерения массы гравитирующего тела, в котором не учитывается собственное вращение пробных тел, будет присутствовать ошибка, относительная величина которой составит:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{J}{m}\frac{\omega_\varphi^2}{c^2}. \tag{30}$$

Сделать вывод о справедливости модификации теории гравитации, предложенной в статье, можно с помощью наблюдений. Так в стандартной теории гравитации расчет массы гравитирующего центра (29) по траекториям нескольких различных пробных тел, вращающихся вокруг своей оси с разными угловыми скоростями, будет давать различное значение массы гравитирующего центра. В то время, как подобный расчет в рамках предложенной модели будет давать одинаковое значение массы гравитирующего центра.

Для проверки предложенной модели необходима система, состоящая из нескольких пробных тел, двигающихся по орбитам в гравитационном поле массивного тела. Идеальным кандидатом для подобных наблюдений могла бы быть Солнечная система, но это не так. При определении массы Солнца по орбитам планет солнечной системы величина относительной ошибки в определении массы (30) будет варьироваться от 10^{-17} для Венеры до 10^{-9} для Юпитера. Но так как масса Солнца на данный момент [19] определена с относительной точностью:

$$\frac{\Delta M_{sol}}{M_{sol}} = 1.25 \times 10^{-5},$$

становится очевидно, что поправки, вызванные вращением планет солнечной системы, являются меньше, чем погрешность измерения, и следовательно, находятся вне диапазона современных измерений.

Кандидатом проверки модели вне солнечной системы может быть система двойных пульсаров, у которых величина $J\omega_{\varphi}^{2}/m$ сопоставима с квадратом скорости света и угловую скорость которых можно измерить с большой точностью. Так, наблюдения за траекториями движения двойных пульсаров в рамках стандартной теории должны выявить отличия в получении центра масс системы для каждого пульсара, а с учетом собственного вращения, что предлагается в разработанной автором модели, расхождения в получении центра масс системы должны свестись к нулю.

Литература

1. Струве О. Элементарная астрономия / О. Струве, Б. Линдс, Э. Пилланс. – М.: Наука, 1964. – 468 с.

2. Климишин И.А. Релятивистская астрономия / И.А. Климишин. - М.: Наука, 1989. – 289 с.

3. Barbieri C. Fundamentals of astronomy / C. Barbieri. – CRC Press, 2007. – 366 p.

4. Toller M. Classical field theory in the space of reference frames / M. Toller // Nuovo Cimento B. – 1978. – № 44. – P. 67–98.

5. Cognola G. Classical non-Abelian gauge theories in the space of reference frames / G. Cognola, R. Soldati, L. Vanzo, S. Zerbini // Journal of Mathematical Physics. – 1979. – Vol. 20, № 12 – P. 2613–2618.

6. Toller M. Free quantum fields on the Poincare group / M. Toller // J. Math. Phys. – 1996. – № 37. – P. 2694–2730.

7. Poplawski N.J. Cosmology with torsion: An alternative to cosmic inflation / N. J. Poplawski // Phys. Lett. B. – 2010. – № 694. – P. 181–185.

8. Kleinert H. New Gauge Symmetry in Gravity and the Evanescent Role of Torsion / H. Kleinert // Electron.J.Theor.Phys. – 2010. – № 24. – P. 287–298.

9. Banerjee K. Some Aspects of Holst and Nieh-Yan Terms in General Relativity with Torsion / K. Banerjee // Class. Quant. Grav. – 2010. – Vol. 27, № 13. – P. 135012.

10. Бабурова О.В. Аксиально-симметричное решение теории гравитации Вейля-Картана и проблема ротационных кривых галактик / О.В. Бабурова, П.Э. Кудлаев, Б.Н. Фролов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2016. – № 59 (8). – С. 175–177.

11. Кувшинова Е.В. Космологическая модель с вращением типа II по Бьянки с темной энергией / Е.В. Кувшинова, В.Ф. Панов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2014. – № 57 (3). – С. 122–124.

12. Minkevich A.V. De Sitter spacetime with torsion as physical spacetime in the vacuum / A. V. Minkevich // Modern Physics Letters A. – 2011. – № 26 (4). – P. 259–266.

13. Capozziello S. Metric-affine f(R)-gravity with torsion: an overview / S. Capozziello, S. Vignolo // Annalen Phys. – 2010. – № 19. – P. 238–248.

14. Portnov Yu.A. Gravitational Interaction in Seven-Dimensional Space-Time / Yu.A. Portnov // Gravitation and Cosmology. – 2011. – № 17 (2). – P. 152–160.

15. Portnov Yu.A. On variation in spin rate of bodies in a variable gravity field / Yu.A. Portnov // Annales de la Fondation Louis de Broglie. – 2014. – № 39. – P. 63–73.

16. Portnov Yu.A. Formation of the initial distribution of matter inhomogeneities in the era of radiation domination / Yu.A. Portnov // International Journal of Geometric Methods in Modern Physics. – 2015. – № 12(9). – P. 1550097.

17. Portnov Yu.A. Some aspects of wave and quantum approaches at description of movement of twisted light / Yu.A. Portnov // Journal of Optics. – 2016. – № 45(2). – P. 190–196.

18. Everitt C.W.F. Gravity Probe B: Final Results of a Space Experiment to Test General Relativity / C.W.F. Everitt // Physical Review Letters. – 2011. – № 106. – P. 221101.

19. Astronomical Constants. [Электронный ресурс] – Режим доступа: http://asa.usno.navy.mil/static/files/2015/

ON THE QUESTION OF THE METHOD OF DETERMINING THE MASS BY TRAJECTORIES OF TEST BODIES

Yu.A. Portnov

In the article, based on the ideas of rotation groups, a model is developed for the interaction of gravitational fields and test bodies whose positions in space are determined by the coordinates of the center of mass and the Euler angles. Thus, in the model obtained, the test body has both translational and rotational degrees of freedom. Developing this approach, it is shown that in the Newtonian approximation for spherical space the force of attraction to the gravitating center of the test body will depend on the angular velocity of rotation of this test body. It is shown that this circumstance does not allow to determine accurately the mass of the gravitational center along the trajectory of the motion of the test body without knowing its angular velocity of rotation.

Keywords: determination of the mass of bodies, seven-dimensional space-time, a modified theory of gravity, rotation of bodies.